

ОБЩАЯ ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ
ТЕХНИКА

УДК 539.1.078; 539.19; 544.435.2; 544.171.27

ПОЛУПРОВОДНИКОВЫЕ ИСТОЧНИКИ И ДЕТЕКТОРЫ
ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ПО СПИНУ ЭЛЕКТРОНОВ В ИССЛЕДОВАНИЯХ
РЕЗОНАНСНОГО РАССЕЯНИЯ ЭЛЕКТРОНОВ

© 2025 г. О. Е. Терещенко^{a,*}, С. А. Пшеничнюк^{b,**}, Н. Л. Асфандиаров^b,
Р. Г. Рахмейев^b, В. А. Голяшов^a, В. С. Русецкий^a, В. В. Бакин^a, Г. Э. Шайблер^a,
С. А. Рожков^a, Д. А. Кустов^a

^a Институт физики полупроводников им. А. В. Ржанова Сибирского отделения Российской академии наук
Россия, 630090, Новосибирск, просп. Академика Лаврентьева, 13

^b Институт физики молекул и кристаллов Уфимского федерального исследовательского центра
Российской академии наук
Россия, 450075, Уфа, просп. Октября, 151

* e-mail: teresh@isp.nsc.ru

** e-mail: sapsh@anrb.ru

Поступила в редакцию 08.05.2024 г.

После доработки 28.05.2024 г.

Принята к публикации 08.07.2024 г.

Представлены результаты по созданным нами полупроводниковому источнику спин-поляризованных электронов и спин-детектору, а также концепция их интегрирования в метод спектроскопии диссоциативного захвата электронов (СДЗЭ) с учетом необходимых значений параметров электронного пучка, при которых наблюдаются резонансное рассеяние и диссоциативный захват. Описана конструкция установки для изучения резонансного рассеяния спин-поляризованных электронов методом СДЗЭ, которая позволит проводить исследования внутримолекулярной динамики изолированных отрицательных ионов. Основная цель разработки и изготовления установки состоит в возможности исследования с ее помощью взаимодействия спин-поляризованных электронов с хиральными молекулами, что позволит осуществить экспериментальную проверку гипотезы Вестера–Ульбрихта о происхождении биологической гомохиральности. Помимо данного основополагающего вопроса, ожидаемые результаты предлагаемого эксперимента важны для перспективных направлений спинtronики, а также для установления молекулярных механизмов различного биологического действия энантиомеров фармацевтических препаратов.

DOI: 10.31857/S0032816225010091, EDN: GHGQDH

1. ВВЕДЕНИЕ

Механизм рассеяния электронов атомами и молекулами, ответственный за различные спин-зависимые эффекты, такие как обменное рассеяние, спин-орбитальное взаимодействие или их комбинации, в общем случае может быть установлен из зависимости сечения рассеяния от энергии падающих электронов и Z-мишени [1, 2]. Существует класс мишней, которые устроены значительно сложнее, — хиральные молекулы. В простейшем случае наличия только одного асимметричного атома (центра хиральности)

в структуре молекулы существуют только два энантиомера, отличающихся друг от друга как зеркальные отражения. Очевидно, что никакими другими операциями симметрии невозможно совместить в пространстве два энантиомера. Такие мишени благодаря своей симметрии (или ее отсутствию) позволяют наблюдать новые уникальные эффекты рассеяния [3, 4]. Помимо теоретических предсказаний о поляризации изначально неполяризованного пучка электронов, испытавших упругое рассеяние на оптически активных молекулах [5], отмечается наличие двух эффектов рассеяния, присущих хираль-

ным мишеням: различная величина ослабления пучка продольно поляризованных электронов и вращение спина рассеянных электронов при изначально поперечной поляризации пучка [6].

Как отмечено автором работы [6], первый эффект является аналогом кругового дихроизма, тогда как второй – вращения плоскости поляризации света. Важно отметить, что взаимодействие поляризованных электронов с хиральными молекулами дает косвенную информацию о происхождении биологической гомохиральности, прежде всего в связи с гипотезой Вестера–Ульбрихта [7]. Гипотеза заключается в том, что космические бета-лучи преимущественно разрушали одну часть пребиотических хиральных молекул, оставляя противоположную часть для участия в молекулярной эволюции. Можно предположить, что поляризационная зависимость рассеяния электронов хиральными молекулами, таким образом, является косвенным доказательством такой картины. Однако физические механизмы, вызывающие асимметрию в рассеянии спин-поляризованных электронов, экспериментально практически не исследованы.

Существует лишь ограниченный круг работ по экспериментальному исследованию спиновых эффектов, возникающих при упругом рассеянии медленных (единицы–десятки электронвольт) электронов хиральными молекулами, выполненных с целью обнаружения зеркальной асимметрии. Ранние результаты по обнаружению спиновых эффектов для молекул незамещенной камфоры [8] не подтвердились дальнейшими работами [9, 10], однако асимметрия сигнала в сечении рассеяния была установлена для производных камфоры в диапазоне энергий взаимодействия 0.5–10 эВ [10]. Позднее асимметрия в полном сечении рассеяния спин-поляризованных электронов была продемонстрирована для молекул галоген-замещенной камфоры [11] в схеме метода спектроскопии проходящих электронов [12]. Однако в контексте проверки гипотезы Вестера–Ульбрихта необходимо обнаружение асимметрии фрагментации энантиомеров при различной поляризации первичного пучка электронов, что возможно реализовать только в схеме метода спектроскопии диссоциативного захвата электронов (СДЗЭ).

До настоящего времени был проведен единственный эксперимент по изучению диссоциативного захвата электронов молекулами галоген-замещенной камфоры, выполненный,

однако, в схеме метода спектроскопии проходящих электронов, т. е. без селекции образующихся отрицательных ионов (ОИ) по массе и с возможностью регистрации только достаточно интенсивных токов ОИ [13, 14]. В данных работах практически на пределе чувствительности эксперимента была продемонстрирована асимметрия образования фрагментарных ОИ галогенов, являющихся доминирующим каналом распада отрицательных молекулярных ионов галоген-замещенной камфоры. Однако величина эффекта, плохая статистика, а также отсутствие прямых спин-зависимых измерений не позволили однозначно подтвердить или опровергнуть гипотезу Вестера–Ульбрихта.

В нашей работе представлена концепция изготавливаемой установки для изучения резонансного рассеяния и фрагментации молекул-мишеней по механизму диссоциативного захвата электронов при использовании спин-поляризованных электронов, а также результаты создания и изучения свойств новых спин-поляризованных источников и детекторов спина свободных электронов на основе полупроводниковых гетероструктур и их интегрирования в метод СДЗЭ. Отдельно отметим, что такая интеграция осуществляется впервые. В частности, описанные в данной работе методы и техника работы с пучком спин-поляризованных электронов не были доступны авторам пионерских работ [13, 14].

2. ИСТОЧНИК СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

До настоящего времени самым распространенным источником спин-поляризованных электронов является фотокатод на основе GaAs [15]. Работа фотокатода основана на двух явлениях: (1) создание неравновесных спин-поляризованных электронов в зоне проводимости за счет эффекта оптической накачки [16] и (2) снижение уровня вакуума на поверхности ниже дна зоны проводимости в объеме полупроводника (эффективное отрицательное электронное средство) за счет активирования поверхности цезием и кислородом.

Одной из сложных технических проблем при исследовании рассеяния спин-поляризованных электронов на молекулах является ограниченное время жизни GaAs-фотокатода – источника спин-поляризованных электронов. Хорошо известно, что GaAs-фотокатод чувствителен

даже к остаточной атмосфере вакуумной камеры. Так, на уровне базового давления 10^{-10} Торр время жизни (деградации) фотокатода может составлять часы, оно критически зависит от состава остаточной атмосферы. Использование ячеек высокого давления (0.5–1.0 мТорр) в методе СДЗЭ требует высокой скорости дифференциальной откачки всего тракта электронной оптики и фотокатодной камеры, однако это не решает кардинальным образом проблемы деградации GaAs-фотокатода. По этой причине необходимо использовать более устойчивые к остаточной атмосфере вакуумной камеры источники спин-поляризованных электронов. Одним из таких источников является фотокатод на основе мультищелочных соединений.

Мультищелочные фотокатоды широко используются в качестве источников электронов на различных коллайдерах [17], в электронных умножителях и электронно-оптических преобразователях. Недавно нами было показано, что фотокатод на основе Na_2KSb является также эффективным источником спин-поляризованных электронов [18]. Для создания спин-поляризованных электронов в полупроводниковых структурах используется явление оптической ориентации, суть которого заключается в передаче углового момента от фотона электрону при поглощении циркулярно поляризованного света. Обнаружено, что соединение Na_2KSb имеет зонную структуру, схожую со структурой GaAs, включая величину ширины запрещенной зоны, и в этом соединении также наблюдается эффект оптической ориентации. О наличии эффекта оптической ориентации (накачки) можно судить из измерений циркулярно поляризованной фотoluminesценции [16].

Проведение исследований спин-зависимых фотоэмиссионных свойств фотокатодов в общем случае требует сверхвысоковакуумную камеру, содержащую исследуемый материал, систему электронных линз и энергоанализатор. Данную систему можно упростить до вакуумного фотодиода, электродами которого являются исследуемые гетероструктуры, одна из которых может являться источником, а другая – детектором спин-поляризованных электронов (рис. 1) [19, 20]. Ранее уже были изготовлены подобные вакуумные фотодиоды с гетероструктурами A^3B^5 и было продемонстрировано удобство данной системы для изучения эмиссионных и инжекционных свойств материалов [21, 22]. Фотодиод представляет собой цилиндрический корпус диаметром 30 мм и высотой 10–15 мм, выполненный из алюмооксидной керамики, на торцах которого закреплены металлокерамические узлы с исследуемыми фотокатодами (рис. 1). Рабочие диаметры катода и анода составляют 18 мм, зазор между электродами 0.7–1.5 мм.

Гетероструктуры фотокатода и спин-детектора A^3B^5 выращивались на подложках GaAs методом молекуларно-лучевой эпитаксии или осаждением металлогорганических соединений из газовой фазы. Поверх гетероструктур наносилось антиотражающее покрытие SiO . После роста гетероэпитаксиальных структуры нарезались на диски по размеру фотокатодных узлов и приваривались к стеклу фотокатодного узла через покрытие SiO методом термодиффузационной сварки. Затем химическим селективным травлением удалялась GaAs-подложка и в случае фотокатода буферный слой AlGaAs. Заключительный этап процедуры очистки как катода, так и анода проводился в перчаточном боксе, заполненном азотом.

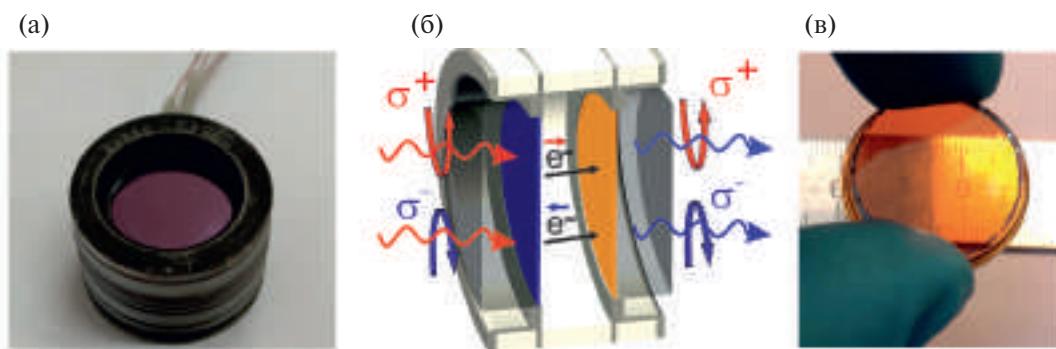


Рис. 1. **а** – Фотография фотодиода со стороны фотокатода; **б** – схематическое изображение фотодиода в разрезе и принцип создания спин-поляризованных электронов и их детектирования; **в** – фотография анода.

ненном чистым азотом, где катод и анод подвергались химической обработке в растворе HCl в изопропиловом спирте [23].

Обе очищенные поверхности активировались до состояния эффективного отрицательного электронного сродства путем адсорбции цезия и кислорода в сверхвысоковакуумной камере. Фотокатод и анод были герметично закреплены на противоположных сторонах цилиндрического корпуса из алюмооксидной керамики в сверхвысоком вакууме [24].

При изготовлении фотодиодов с мультищелочными фотокатодами материал фотокатода наносился на металлокстеклянный фотокатодный узел в высоковакуумной камере непосредственно перед герметизацией. В случае изготовления фотодиодов с мультищелочным фотокатодом и A^3B^5 -анодом анодная гетероструктура активировалась путем нанесения цезия и сурьмы. Фотокатоды на основе мультищелочных соединений демонстрируют необходимые фотоэмиссионные характеристики для использования в методе СДЗЭ: ток эмиссии превышает 1 мА при разбросе энергии в пучке электронов 50–100 мэВ.

Для проверки поляризационных свойств $Na_2KSB:Cs$ -фотокатода были измерены циркулярно поляризованные спектры фотoluminesценции (ФЛ). На рис. 2а представлены спектры

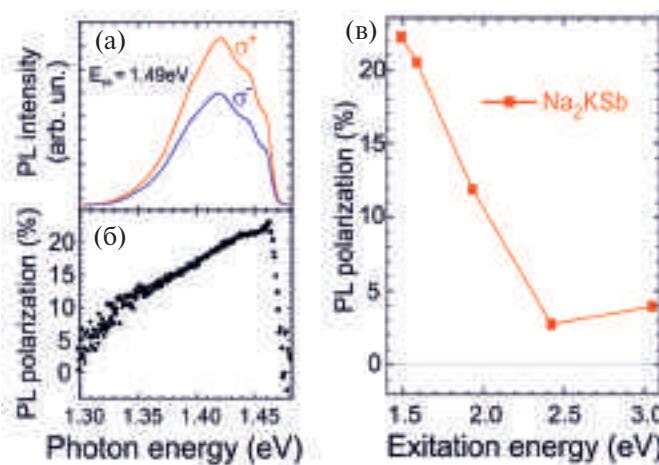


Рис. 2. а – Циркулярно поляризованные (σ^+ , σ^-) компоненты спектров фотолюминесценции фотокатода $Na_2KSB:Cs$ при освещении циркулярно поляризованным светом с энергией 1.49 эВ (830 нм); пик при энергии фотона 1.42 эВ соответствует ширине запрещенной зоны Na_2KSB ; **б –** соответствующий спектр степени циркулярной поляризации ФЛ, определенный как $P_{PL} = (I\sigma^+ - I\sigma^-) / (I\sigma^+ + I\sigma^-)$; **в –** зависимость степени циркулярной поляризации излучения ФЛ для Na_2KSB от энергии падающего фотона.

циркулярно поляризованной ФЛ мультищелочного фотокатода при освещении циркулярно поляризованным лазерным излучением с энергией фотона $\hbar\omega = 1.49$ эВ (830 нм), на рис. 2б представлен спектр степени поляризации ФЛ. Зависимость степени круговой поляризации ФЛ в Na_2KSB от энергии падающего фотона показана на рис. 2в. Степень поляризации ФЛ быстро уменьшается с ростом энергии падающего излучения примерно вплоть до 2.4 эВ. Однако, в отличие от GaAs, где поляризация ФЛ становится нулевой [18], в Na_2KSB она остается на уровне около 4% при более высоких энергиях возбуждения. Еще одно важное отличие от GaAs состоит в том, что спад поляризации ФЛ в Na_2KSB проходит при больших значениях энергии возбуждения, что связано с разницей в величине спин-орбитального расщепления в Na_2KSB и GaAs (0.55 и 0.34 эВ соответственно).

Сходство в зависимости поляризации ФЛ при низких энергиях возбуждения, а также сходство зонной структуры Na_2KSB и GaAs [18] доказывает, что в Na_2KSB наблюдается эффект оптической ориентации, это сходство позволяет предположить, что правила отбора для оптических переходов для Na_2KSB и GaAs одинаковы. При этом степень поляризации ФЛ в Na_2KSB даже при комнатной температуре оказалась равна 23%, что близко к предельному теоретическому значению 25%. Если предположить отсутствие рассеяния по спину в процессе эмиссии электрона в вакуум, то можно ожидать, что максимальная поляризация фотоэмиттированных электронов из Na_2KSB равна 45–50%.

3. ДЕТЕКТОР СПИН-ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ

Идея полупроводникового спин-детектора заключается в инжекции свободных электронов на дно зоны проводимости с последующей излучательной рекомбинацией электрона с дыркой с испусканием кванта света. Поляризация излучения при рекомбинации спин-поляризованных электронов также обусловлена передачей углового момента от электронов свету, поэтому по степени циркулярно поляризованной фотoluminesценции (ФЛ) можно судить о степени поляризации электронов, генерируемых в фотоэмиттере, а по степени поляризации катодолюминесценции (КЛ) – о степени поляризации электронов, инжектируемых из вакуума в анод-детектор.

В данном случае под КЛ подразумевается излучение, генерируемое при рекомбинации первичных электронов, инжектированных в полупроводник из вакуума, при этом регистрация может проводиться с пространственным разрешением.

В качестве спин-детектора изучались полупроводниковые гетероструктуры на основе хорошо известной гетеропары $\text{GaAs}/\text{Al}_{1-x}\text{Ga}_x\text{As}$. Циркулярно поляризованные спектры КЛ, измеренные при инжекции спин-поляризованных электронов из фотокатода $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$ с энергией 1.0 эВ, показаны на рис. 3а.

Максимальная интенсивность КЛ соответствует энергии излучения 1.53 эВ (810 нм), что совпадает с шириной запрещенной зоны $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$. Степень круговой поляризации излучения КЛ составляла 4% (рис. 3б). Зависимость степени круговой поляризации КЛ, полученная при инжекции спин-поляризованных электронов из фотокатода $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$, от энергии инжектированных электронов в диапазоне 0.6–4 эВ в режиме измерения спектров и изображений показана на рис. 3в. Для $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$ максимальная степень поляризации КЛ равна 9.5% при низких кинетических энергиях (0.6 эВ), она монотонно уменьшается примерно до 1% по мере увеличения энергии электрона до 4 эВ. При сравнении поляризации КЛ для $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$ и

фотокатода $\text{GaAs}:\text{Cs}-\text{O}$ оказалось, что последняя в два раза меньше. Предполагая, что поляризация фотоэлектронов от GaAs -катода находится в диапазоне 20–25% [18], можно сделать вывод, что поляризация фотоэлектронов, эмитированных из $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$, лежит в диапазоне 40–50%, что находится в хорошем согласии с оценкой степени поляризации, сделанной из измерений поляризованной ФЛ.

Для практических применений в спин-поляриметрии важными характеристиками детектора являются функция Шермана $S = A / P_0$, где A – измеряемая функция асимметрии при известной поляризации электронного пучка, P_0 – отражающая селективность поляриметра к проекции спина электрона, показатель качества (демонстрирующий чувствительность поляриметра) определяется формулой $F = S^2 I_{\text{CL}} / I_0$, где I_{CL} – интенсивность регистрируемой катодолюминесценции, а I_0 – ток падающих электронов.

Показано, что функция Шермана детектора на основе $\text{Al}_{0.11}\text{Ga}_{0.89}\text{As}$ составляет $S_{\text{eff}} \approx 0.3$ [24], а оценка одноканальной эффективности детектирования дает значение $F \approx 1 \cdot 10^{-3}$. При этом зависимость степени циркулярной поляризации КЛ от кинетической энергии инжектируемых электронов и ее максимальное значение определяются релаксацией спина в “объеме” полупроводниковой гетероструктуры, а внешний квантовый выход КЛ ограничен безызлучательной рекомбинацией.

Оптимизация состава и структуры, а также технологических параметров изготовления спин-детекторных гетероструктур могут значительно увеличить их эффективность – до значений параметров, превышающих уровень у существующих типов детекторов в одноканальном режиме и значительно превышающих их в многоканальном режиме работы.

Таким образом, можно заключить, что спин-детектор на основе полупроводниковых гетероструктур с успехом может быть использован для измерения спиновой поляризации свободных электронов. В отличие от одноканального мотт-детектора, полупроводниковый детектор может быть использован как многоканальный детектор с пространственным разрешением, что повышает эффективность в N_{ch} раз, где N_{ch} – число каналов.

Другой тип спин-детектора, который также может быть использован в экспериментах СДЗЭ, состоит из гетероструктуры ферромагнитный

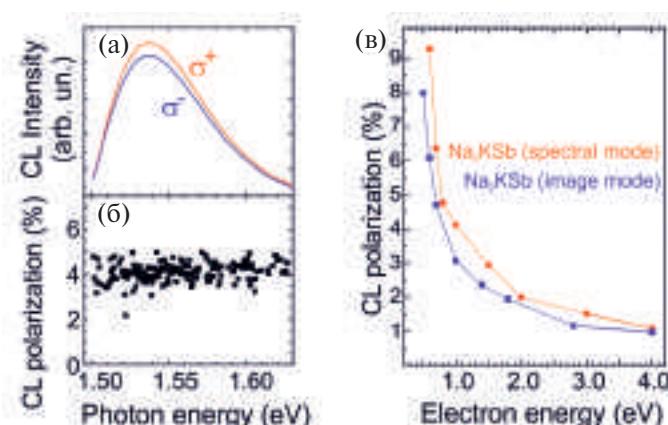


Рис. 3. а – Циркулярно поляризованные (σ^+ , σ^-) компоненты спектров катодолюминесценции, измеренные при инжекции спин-поляризованных электронов, эмитированных из фотокатода $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$; б – степень циркулярной поляризации КЛ, определенная как $P_{\text{KL}} = (I\sigma^+ - I\sigma^-)/(I\sigma^+ + I\sigma^-)$; в – сравнительные зависимости степени циркулярной поляризации КЛ от энергии инжектированных спин-поляризованных электронов из фотокатода $\text{Na}_2\text{KSB}: \text{Cs}$ в режиме измерения спектров и изображений.

слой/полупроводник [25–27]. Спин-детектор на основе структуры ферромагнетик/полупроводник уступает по эффективности описанному выше детектору, однако он может оказаться более стабильным в условиях работы метода СДЗЭ.

4. ЭКСПЕРИМЕНТАЛЬНАЯ УСТАНОВКА ДЛЯ ИЗУЧЕНИЯ РАССЕЯНИЯ СПИН- ПОЛЯРИЗОВАННЫХ ЭЛЕКТРОНОВ МЕТОДОМ СДЗЭ

Результаты создания и изучения свойств новых спин-поляризованных источников и детекторов спина свободных электронов на основе полупроводниковых гетероструктур позволили нам приступить к разработке и изготовлению новой, не имеющей аналогов установки по исследованию резонансного рассеяния методом СДЗЭ. Сchematicическое изображение концептуальной многокамерной сверхвысоковакуумной установки для изучения рассеяния спин-поляризованных электронов методом СДЗЭ [28, 29] показано на рис. 4.

Установка состоит из четырех основных камер: основной камеры (реакционной, target chamber); фотокатодной камеры (source chamber); камеры роста/подготовки фотокатодов

(growth & activation chamber); камеры анализа спиновой поляризации электронов (spin-detector chamber). Для загрузки фотокатодных узлов к ростовой камере будет пристыкована загрузочная (шлюзовая) камера. Все камеры будут иметь независимые средства откачки, камеры будут отделены шиберами. Базовое давление в основных камерах должно быть не выше 10^{-10} мбар.

В основной камере будет расположена ячейка столкновений для реализации техники скрещенных пучков (crossed-beam technique) в СДЗЭ [30]: пучок исследуемых нейтральных молекул, подготовленный в эфузивном источнике, пересекается под прямым углом пучком медленных (0–15 эВ) продольно спин-поляризованных электронов. В области пересечения пучков образуются отрицательные молекулярные ионы, распадающиеся как по каналу автоотщепления электрона, так и за счет диссоциации на нейтральные и отрицательно заряженные фрагменты. Последние анализируются с помощью квадрупольного масс-спектрометра (диапазон масс 1–300) в зависимости от энергии электронов в зондирующем пучке.

Отметим, что в обычной технике метода СДЗЭ [28, 31] характеристики электронного

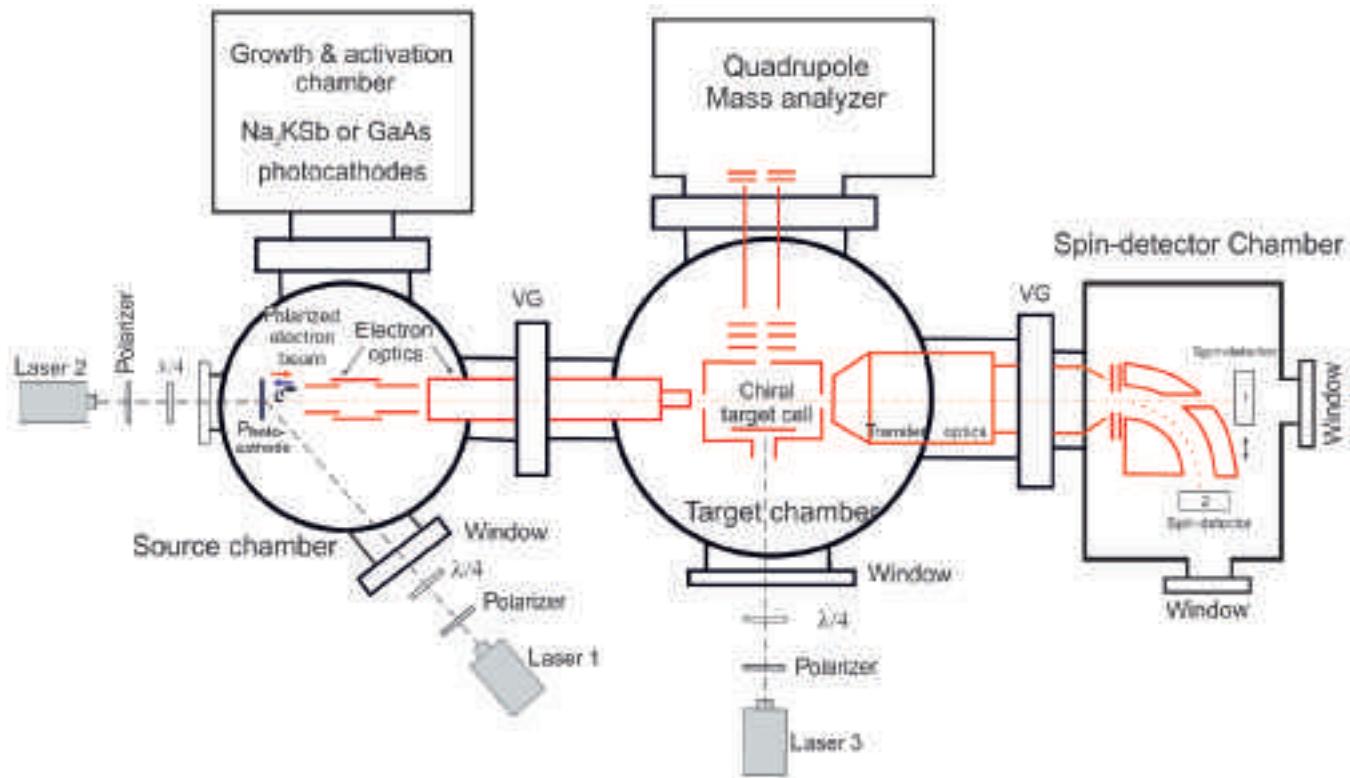


Рис. 4. Сchematicическое изображение многокамерной сверхвысоковакуумной установки для изучения рассеяния спин-поляризованных электронов методом спектроскопии диссоциативного захвата электронов.

пучка являются следующими: ток пучка порядка 1 мА, ширина на полувысоте (FWHM) распределения электронов по энергии 0.4–0.5 эВ, точность определения положения резонансов в сечении рассеяния электронов ± 0.1 эВ. Калибровка шкалы энергий проводится в основном по сигналу долгоживущих отрицательных молекулярных ионов SF_6^- , образующихся при захвате тепловых (нулевая энергия) электронов молекулами гексафторида серы. При использовании трохоидального монохроматора энергии электронов [32, 33] величина FWHM уменьшается до значений 30–50 мэВ. При этом, однако, ток пучка падает до величин порядка наноампер, что заметно снижает чувствительность при регистрации токов ОИ.

При исследовании энантиомеров хиральных молекул регистрируемой величиной является асимметрия сигнала A [11], рассчитываемая с помощью соотношения $A_{+(-)} = [(I_\uparrow - I_\downarrow)/(I_\uparrow + I_\downarrow)]_{+(-)}$, где индексы “+” и “–” соответствуют двум энантиомерам (в простейшем случае наличия одного хирального центра в молекуле), $I = I(\varepsilon)$ – интенсивность измеряемого тока ОИ для заданного канала распада в зависимости от энергии электронов ε в первичном пучке при направлении спина электрона, совпадающего с его импульсом \uparrow или противоположного ему \downarrow .

В фотокатодной камере будет установлен держатель фотокатодного узла с возможностью нагрева до температуры 500 К и охлаждения до температуры 80–90 К. Фотокатоды на основе как Na_2KSb , так и GaAs представляют собой тонкие слои на стеклянной подложке, что позволяет проводить фотоэмиссию поляризованных электронов при освещении фотокатода на отражение (лазер 1) и на просвет (лазер 2), рис. 4. Лазеры 1, 2 можно также использовать для оптической ориентации молекул в основной камере. Фотоэмитированные из катода электроны далее передаются с помощью электронной оптики в ячейку высокого давления в основной камере.

Камера роста/подготовки катодов предназначена для роста мультищелочного фотокатода методом молекулярно-лучевой или газофазной эпитаксии. Для роста мультищелочного соединения $Na_2KSb/Cs,Sb$ используются источники Na , K , Sb , а также Cs для активирования поверхности катода. В качестве подложки используется боросиликатное стекло, что позволяет работать с фотокатодом в режимах на просвет и отражение. Толщина активного слоя Na_2KSb

оптимизируется в процессе роста, исходя из получения максимального тока фотоэмиссии, который определяется, главным образом, глубиной поглощения света и диффузионной длиной неосновных носителей (фотоэлектронов). Для тестовых измерений планируется использовать также стандартные GaAs-фотокатоды (или фотокатоды на соединениях A^3B^5), приваренные на стеклянный узел [24].

В камере анализа спиновой поляризации электронов, рассеянных на молекулах мишени, будут использованы полупроводниковые спин-детекторы с пространственным разрешением, разработанные нами ранее [18, 24]. Использование двух детекторов позволит измерять три компоненты спина рассеянных электронов.

5. ЗАКЛЮЧЕНИЕ И ПЕРСПЕКТИВЫ

Устойчивость мультищелочных фотокатодов к деградации, а также обнаруженное их новое свойство как источника спин-поляризованных электронов, делают эти фотокатоды перспективными в реализации метода спектроскопии диссоциативного захвата поляризованных электронов. Более того, предварительные результаты изучения напряженного фотокатода на основе $Na_2KSb:Cs$ демонстрируют возможность получения пучка электронов с поляризацией, значительно превышающей 50%. Спин-поляризованная фотоэмиссия из $Na_2KSb:Cs$ открывает также возможность создания новых эффективных источников электронов для ускорителей, одновременно обладающих высоким квантовым выходом, спиновой поляризацией эмитируемых электронов, долговечностью и низким эмиттансом.

Спин-детекторы на основе полупроводниковых структур являются оптимальными для проведения экспериментов СДЗЭ. В отличие от стандартных мотт-детекторов, они работают в области низких энергий электронов (единицы эВ в сравнении с десятками кэВ для мотт-детектора) – в диапазоне энергий электронов метода СДЗЭ, что также исключает горение разряда. Полученные характеристики полупроводниковых спин-детекторов (функция Шермана, эффективность, пространственное разрешение) оказываются лучше характеристик мотт-детектора, что позволит добиться значительно лучшей статистики в экспериментах СДЗЭ.

Разрабатываемая установка будет носить модульный характер, что позволит перестраивать

схему эксперимента под различные задачи. Представленная схема измерения СДЗЭ может быть преобразована в метод спектроскопии характеристических потерь энергии электронов с использованием монохроматического пучка спин-поляризованных электронов для изучения магнитных и спин-зависимых свойств поверхностей твердых тел. На основе источника $\text{Na}_2\text{KSb}:\text{Cs}$ возможно изготовление электронного микроскопа на спин-поляризованных электронах для изучения магнитных свойств с высоким пространственным разрешением, а также дифрактометра для изучения спин-орбитального взаимодействия поляризованных электронов с поверхностными атомами.

Таким образом, создаваемый метод спектроскопии диссоциативного захвата спин-поляризованных электронов должен ответить на фундаментальный вопрос о происхождении биологической гомохиральности и наблюданной хиральной асимметрии функционирования живой материи, в частности внести вклад в понимание процессов селективного действия фармацевтических препаратов на молекулярном уровне. Этот метод позволит также развивать поверхности-чувствительные спин-зависимые электронно-спектроскопические методы исследования, в том числе для приложения ожидаемых результатов в актуальных направлениях спинtronики.

ФИНАНСИРОВАНИЕ РАБОТЫ

Работа выполнена при поддержке Российского научного фонда, проект № 22-12-20024 (п-9).

КОНФЛИКТ ИНТЕРЕСОВ

Авторы заявляют, что не имеют конфликта интересов.

СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Blum K., Kleinpoppe H. // Adv. At. Mot. Phys. 1983. V. 19. P. 187.
[https://doi.org/10.1016/S0065-2199\(08\)60254-7](https://doi.org/10.1016/S0065-2199(08)60254-7)
2. Dellen A. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1995. V. 28. P. 4867.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/28/22/017>
3. Blum K., Thompson D. // J. Phys. B. 1989. V. 22. P. 1823.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/22/11/016>
4. Mason N.J. // Polarized Electron/Polarized Photon Physics. Boston, MA: Springer US, 1995. P. 209.
5. Farago P.S. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1980. V. 13. L567.
<https://doi.org/10.1088/0022-3700/13/18/004>
6. Blum K. // Coherence in Atomic Collision Physics / Ed. by H.J. Beyer et al. New York: Springer Science+Business Media, 1988. P. 89.
https://doi.org/10.1007/978-1-4757-9745-9_3
7. Veste F., Ulbrich T.L.V., Krauch H. // Naturwissenschaften. 1959. V. 46. P. 68.
<https://doi.org/10.1007/BF00599091>
8. Beerlage M.J.M., Farago P.S., van der Wiel M.J. // J. Phys. B: At. Mol. Phys. 1981. V. 14. P. 3245.
<https://doi.org/10.1088/0022-3700/14/17/027>
9. Trantham K.W., Johnston M.E., Gay T.J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1995. V. 28. L543.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/28/17/004>
10. Mayer S., Nolting C., Kessler J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 1996. V. 29. P. 3497.
<https://doi.org/10.1088/0953-4075/29/15/021>
11. Dreiling J.M., Lewis F.W., Gay T.J. // J. Phys. B: At. Mol. Opt. Phys. 2018. V. 51. 21LT01.
<https://doi.org/10.1088/1361-6455/aae1bd>
12. Sanche L., Schulz G.J. // Phys. Rev. A. 1972. V. 5. P. 1672.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevA.5.1672>
13. Dreiling J.M., Gay T.J. // Phys. Rev. Lett. 2014. V. 113. 118103.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.113.118103>
14. Dreiling J.M., Lewis F.W., Mills J.D., Gay T.J. // Phys. Rev. Lett. 2016. V. 116. 093201.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.116.093201>
15. Bakin V.V., Pakhnevich A.A., Zhuravlev A.G., Shornikov A.N., Akhundov I.O., Tereshchenko O.E., Alperovich V.L., Scheibler H.E., Terekhov A.S. // e-J. Surf. Sci. Nanotech. 2007. V. 5. P. 80.
<https://doi.org/10.1380/ejssnt.2007.80>
16. Meier F., Zakharchenya B.P. Optical Orientation. Amsterdam, Oxford, New York, Tokyo: North-Holland, 1984.
17. Michizono S. // Nat. Rev. Phys. 2019. V. 1. P. 244.
<https://doi.org/10.1038/s42254-019-0044-4>
18. Rusetsky V.S., Golyashov V.A., Eremeev S.V., Kustov D.A., Rusinov I.P., Shamirzaev T.S., Mironov A.V., Demin A.Yu., Tereshchenko O.E. // Phys. Rev. Lett. 2022. V. 129. 166802.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevLett.129.166802>
19. Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Rusetsky V.S., Mironov A.V., Demin A.Y., Aksenov V.V. // J. Synchrotron Radiat. 2021. V. 28. P. 864.
<https://doi.org/10.1107/S1600577521002307>
20. Golyashov V.A., Rusetsky V.S., Shamirzaev T.S., Dmitriev D.V., Kislykh N.V., Mironov A.V., Aksenov V.V., Tereshchenko O.E. // Ultramicroscopy. 2020. V. 218. 113076.
<https://doi.org/10.1016/j.ultramic.2020.113076>
21. Rodionov A.A., Golyashov V.A., Chistokhin I.B., Jaroshevich A.S., Derebezov I.A., Haisler V.A., Shamir-

- zaev T.S., Marakhovka I.I., Kopotilov A.V., Kislykh N.V., Mironov A.V., Aksenov V.V., Tereshchenko O.E. // Phys. Rev. Appl. 2017. V. 8. 034026.
<https://doi.org/10.1103/PhysRevApplied.8.034026>
22. Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Rodionov A.A., Chistokhin I.B., Kislykh N.V., Mironov A.V., Aksenov V.V. // Sci. Rep. 2017. V. 7. P. 16154.
<https://doi.org/10.1038/s41598-017-16455-6>
23. Tereshchenko O.E., Chikichev S.I., Terekhov A.S. // J. Vacuum Sci. Technol. A. 1999. V. 17. P. 2655.
<https://doi.org/10.1116/1.581926>
24. Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Rusetsky V.S., Kustov D.A., Mironov A.V., Demin A.Yu. // Nanomaterials. 2023. V. 13. P. 422.
<https://doi.org/10.3390/nano13030422>
25. Li X., Tereshchenko O.E., Majee S., Lampel G., Lassailly Y., Paget D., Peretti J. // Appl. Phys. Lett. 2014. V. 105. 052402.
<https://doi.org/10.1063/1.4892073>
26. Tereshchenko O.E., Lamine D., Lampel G., Lassailly Y., Li X., Paget D., Peretti J. // J. Appl. Phys. 2011. V. 109. 113708.
<https://doi.org/10.1063/1.3592976>
27. Tereshchenko O.E., Golyashov V.A., Eremeev S.V., Maurin I., Bakulin A.V., Kulkova S.E., Aksenov M.S., Preobrazhenskii V.V., Putyato M.A., Semyagin B.R., Dmitriev D.V., Toropov A.I., Gutakovskii A.K., Khan-darkhaeva S.E., Prosvirin I.P., Kalinkin A.V., Bukh-tiyarov V.I., Latyshev A.V. // Appl. Phys. Lett. 2015. V. 107. 123506.
<https://doi.org/10.1063/1.4931944>
28. Хвостенко В.И. Масс-спектрометрия отрицательных ионов в органической химии. М.: Наука, 1981.
29. Christaphorou L.G. Electron-molecule interactions and their applications. Orlando: Academic Press, 1984.
30. Illenberger E., Momigny J. Gaseous molecular ions. An introduction to elementary processes induced by ionization. Steinkopff Verlag Darmstadt: Springer-Verlag, 1992.
31. Пищеничнюк С.А., Асфандиаров Н.Л., Воробьев А.С., Матейчик ІІІ. // УФН. 2022. Т. 192. С. 177.
<https://doi.org/10.3367/UFNr.2021.09.039054>
32. Stamatovic A., Schulz G.J. // Rev. Sci. Instrum. 1968. V. 39. P. 1752.
<https://doi.org/10.1063/1.1683220>
33. Асфандиаров Н.Л., Пищеничнюк С.А., Фалько В.С., Ломакин Г.С. // ПТЭ. 2013. Т. 56. С. 86.
<https://doi.org/10.7868/S0032816213010035>